Die Resonanzstrahlung des Calziums und ihre Beeinflussung durch schwache Magnetfelder

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
genehmigt
von der Philosophischen Fakultät der
Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

von
Albrecht Steinhäuser
aus Alsfeld

Tag der mündlichen Prüfung 19. 7. 1934
Tag der Promotion 8. 2. 1935

105

Referenten: Dr. W. O r t h m a n n
Prof. Dr. A. W e h n e l t

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Bei den beiden Resonanzlinien des Calziums handelt es sich um eine Linie des Singulettsystems-die eigentliche Resonanzlinie-(4227Å)und eine Interkombinationslinie(6573Å).

Die vorliegenden Polarisationsuntersuchungen konnten nur an der 4227 durchgeführt werden,da die Intensität der Interkombinationslinie in Resonanz dazu nicht ausreichte.

Theorie.

Wie Hanle und nach ihm Pringsheim und andere(1)gezeigt haben, ist diePolarisation der Resonanzstrahlung durch Zeemaneffekt zu erklären. Demgemäss müssen je nach der Richtung des Magnetfeldes und der Beobachtungsrichtung zum elektrischen Vektor des eingestrahlten Lichtes verschiedene Polarisationsverhältnisse auftreten.

Aber auch im feldfreien Raum zeigt die Resonanzstrahlung einen hohen Grad von Polarisation,der auf diese Weise nicht zu erklären ist.Im Sinne der Quantentheorie haben wir es hier,wie Bohr(2)gezeigt hat,mit einem Fall von Entartung zu tun.Nach Bohr ist nicht nur für H=0,sondern auch bei sehr schwachen äusseren Feldern eine Richtungsquantelung nicht möglich.

Durch eine korrespondezartige Betrachtung zeigte Heisenberg(3) dass man den Fall der Entartung(H=0)auf den der Nichtentartungzurückführenkann,indem man ein äusseres Hilfsfeld einführt,das parallel dem elektrischen Vektor des erregenden Lichtes gerichtet ist.In diesem Fall ergeben sich die gleichen Polarisationsverhältnisse wie für H=0.Aus der Zeemanaufspaltung dieses Hilfsfeldes lässt sich also der Polarisationszustand für H=0 angeben.

Bei sehr schwachen äusseren Magnetfeldern-solange nämlich die durch das Feld hervorgerufene Zeemanaufspaltung vergleichbar ist mit der natürlichen Linienbreite-haben wir es mit dem Uebergangsgebiet zwischen Entartung und Nichtentartung zu tun.Da nun nach Bohr hier auch die Richtungsquantelung nicht gilt,erhält man aus der Zeemanaufspaltung nicht die richtigen Aussagen über den Polarisationszustand.Legt man ein schwaches Magnetfeld senkrecht zum elektrischen Vektor des anregenden Lichtes($H \perp E$)und beobachtet parallel H,so müsste man auf Grund des Zeemaneffektes(Longitudinaleffekt)vollständige Depolarisation erwarten;denn in der Beobachtungsrichtung wird links- und rechtszirkular polarisiertes Licht ausgesandt,das sich,da beide Komponenten inkohärent sind,zu unpolarisiertem Licht zusammensetzt.Tatsächlich aber beobachtet man teilweise linear polarisiertes Licht,dessen Polarisation mit wachsendem Magnetfeld schnell abnimmt und dessen Polarisationsebene eine Drehung erfahren hat.Bei stärkerer Aufspaltung ist das Resonanzlicht,wie zu erwarten,vollkommen depolarisiert.

Für dieses abweichende Verhalten in schwachen Magnetfeldern hat Hanle(1)eine halbklassische anschauliche Deutung gegeben.Er denkt sich das angeregte Atom ersetzt durch einen linear schwingenden Oszillator,der durch das äussere Magnetfeld in eine Präzessionsbewegung um H als Achse versetzt wird.Für das gewählte Beispiel müssen wir die Schwingung in einer Ebene senkrecht zu H betrachten.Unter Berücksichtigung der Dämpfung des Oszillators ergibt sich nun,dass in sehr schwachen Magnetfeldern(solange nämlich die Abklingungszeit klein gegen die Umlaufszeit der Präzession ist)die Schwingungsrichtung keine volle Drehung erfährt.Das

ausgestrahlte Licht weist daher eine maximale Vorzugsrichtung auf, die gegen die ursprüngliche Schwingungsrichtung des Oszillators gedreht ist;d.h.man erhält teilweise polarisiertes Licht mit gedrehter Polarisationsebene.

Neuerdings sind die gesamten Polarisations- und Intensitätsverhältnisse der Resonanzfluoreszenz nach der Diracschen Theorie der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie von Oppenheimer(4)und von Weisskopf(5)berechnet worden.Diese Theorie erklärt alle seither beobachteten Erscheinungen einheitlich.Die Polarisationsverhältnisse im Falle der Entartung(H=0)und für das Uebergangsgebiet zwischen Entartung und Nichtentartung ergeben sich dabei als Spezialfälle.

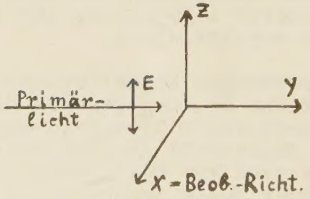
Nach dieser Rechnung sind in dem besonderen Fall,dass ein äusseres Magnetfeld parallel zum elektrischen Vektor des einfallenden Lichtes gerichtet ist($H \parallel E$),die Polarisationsverhältnisse der Resonanzstrahlung unabhängig von der Grösse der Aufspaltung;das gilt auch für die Aufspaltung Null.Dies ist aber die Heisenbergsche Regel.

Bei beliebiger Richtung des Magnetfeldes erhält man bei sehr geringer Aufspaltung andere Polarisationsverhältnisse als bei gewöhnlicher(stärkerer)Aufspaltung.Wenn die Aufspaltung von derselben Grössenordnung oder kleiner ist wie die Linienbreite,darf man die Aufspaltungskomponenten nicht mehr als inkohärent betrachten; diese setzen sich vielmehr jetzt zu einer partiell linear polarisierten Strahlung zusammen,deren Polarisationsebene gedreht ist. Diese Drehung ist abhängig von der Richtung und der Grösse des Magnetfeldes.

Für den besonderen Fall,dass das Magnetfeld senkrecht auf dem elektrischen Vektor steht($H \perp E$),kommt Weisskopf zu denselben Formeln für den Drehungswinkel,wie Keussler(6) und andere(7) auf Grund klassischer oder halbklassischer Ueberlegungen.

Der Polarisationszustand der Resonanzlinie(4227)des Calziums im feldfreien Raum ergibt sich also gemäss der Heissenbergschen Regel aus dem Zeemanaufspaltungsschema für H parallel E.Da die Singulettlinie normal aufspaltet, wird nur die π-Komponente(die mittlere Komponente)angeregt.Infolgedessen müsste bei Anregung mit linear polarisiertem Licht($E \parallel Z$)das in der X-Richtung beobachtete Resonanzlicht eine 100%ige Polarisation in Richtung der Z-Achse aufweisen.

Figur 1.



Als Polarisationsgrad definiert man die Grösse:

$$P = \frac{I(max) - I(min)}{I(max) + I(min)}$$

I(max) -bzw.I(min) - bedeutet die Intensitätskomponente in der Schwingungsrichtung maximaler(minimaler) Amplitude.Im vorliegenden Fall fällt I(max) in die Z-Richtung und I(min) in die Y-Richtung.

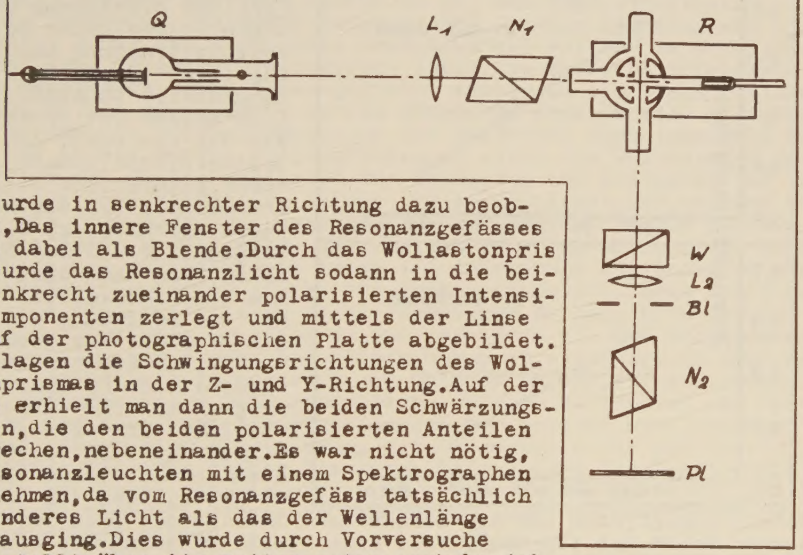
Messmethode und Versuchsanordnung.

Zur Messung des Polarisationsgrades ist es also nötig,die Grösse von I(max) und I(min) zu bestimmen.Dies wurde mit folgender

Versuchsanordnung ausgeführt(Fig.2).

Das Licht der Lichtquelle Q wurde durch die Linse L 1 und den Nicol N 1 in das Resonanzgefäss R eingestrahlt.Die Resonanzstrahlung wurde in senkrechter Richtung dazu beobachtet,Das innere Fenster des Resonanzgefässes wirkte dabei als Blende.Durch das Wollastonprisma W wurde das Resonanzlicht sodann in die beiden senkrecht zueinander polarisierten Intensitätskomponenten zerlegt und mittels der Linse L 2 auf der photographischen Platte abgebildet. Dabei lagen die Schwingungsrichtungen des Wollastonprismas in der Z- und Y-Richtung.Auf der Platte erhielt man dann die beiden Schwärzungsflecken,die den beiden polarisierten Anteilen entsprechen,nebeneinander.Es war nicht nötig, das Resonanzleuchten mit einem Spektrographen aufzunehmen,da vom Resonanzgefäss tatsächlich kein anderes Licht als das der Wellenlänge 4227A ausging.Dies wurde durch Vorversuche festgestellt,über die weiter unten noch berichtet wird.Das den erhaltenen Schwärzungen entsprechende wahre Intensitätsverhältnis der beiden Komponenten wurde nach folgendem Verfahren ermittelt:

Figur 2.

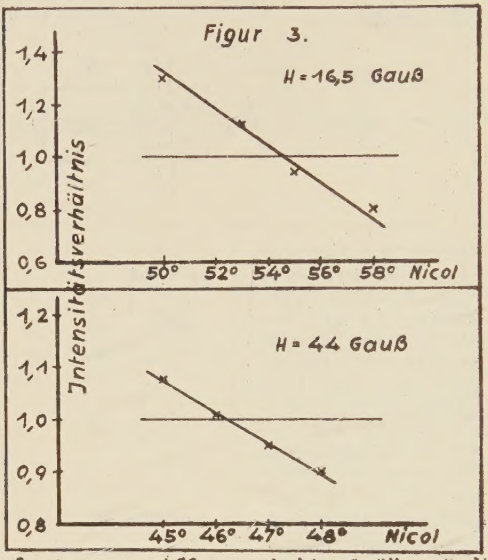


Zwischen Wollastonprisma und photographische Platte war ein Nicol N 2 eingeschaltet.Durch Drehen wurde dieser Nicol in die Einstellung gebracht,bei der von beiden Intensitätskomponenten der gleiche Anteil hindurchgelassen,d.h.die gleiche Schwärzung auf der Platte hervorgerufen wurde.Das ist im wesentlichen die Anordnung des Martensschen Polarimeters.Bedeutet φ den Winkel zwischen Z-Achse und Schwingungsrichtung des Nicols,so erhält man für das Verhältnis der Intensitäten: $I(z)/I(y) = tg^2\varphi$ und für den Polarisationsgrad: $P = I(z)-I(y)/I(z)\ I(y) = -\cos 2\varphi$.

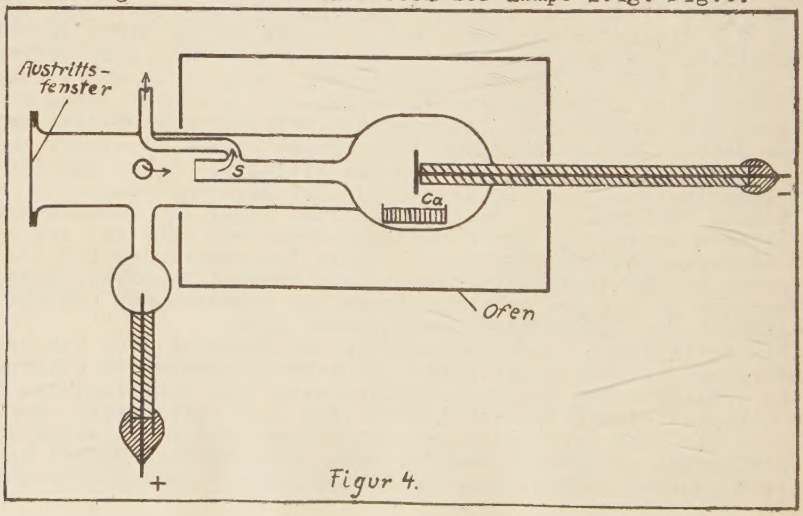
Dieses Verfahren hat den Vorteil,dass immer nur Schwärzungen verglichen werden,die gleichzeitig aufgenommen sind;man ist daher von Schwankungen der Primärlichtquelle frei.Ausserdem ist die Aufnahme von Schwärzungskurven mittels Intensitätsmarken überflüssig,da ja nur aus der Gleichheit der Schwärzungen auf die Gleichheit der Intensitäten geschlossen wird.

Die betreffende Nicolstellung(d.h.der Winkel φ),für die die Schwärzungen gleich waren,wurde aus einer Messreihe in folgender Weise ermittelt:Das Resonanzleuchten wurde bei mehreren(etwa 4 bis 5)verschiedenen Nicolstellungen,die sich fortlaufend jeweils um zwei bis drei Grad unterschieden,aufgenommen.Dabei waren die Einstellungen so gewählt,dassbei zwei Aufnahmen der Winkel kleiner bei den anderen grösser war als der gesuchte Winkel φ.Wir erhal-

ten dann auf der Platte eine Reihe paarweise angeordneter Schwärzungsflecken.Das Verhältnis der photometrisch ermittelten Schwärzungswerte der beiden Komponenten wurde in einer Kurve aufgetragen Und der Verhältniswert 1 durch graphische Interpolation bestimmt (Fig.3)



Lichtquelle und Resonanzgefäss:Zur Erreichung der nötigen Intensitäten der Fluoreszenzstrahlung war eine möglichst intensive Strahlungsquelle Voraussetzung. Eine solche ist in der Form Wie sie von Cario und Lochte Holtegreven(8)konstruiert wurde,gegeben.Sie beruht auf dem Prinzip des sog.Gasfensters.Als Material für die Lichtquelle und das Resonanzgefäss kam wegen der hohen Temperaturen(650-700°), die zur Erzielung des nötigen Dampfdruckes gebraucht wurden,nur schwerschmelzbare Glassorten oder Quarz in Frage.Bei ihrer Verwendung stellten sich aber grosse Schwierigkeiten ein.Sie bestanden darin,dass alle diese Materialien von Calzium sofort angegriffen und die Gefässwände nach kurzer Zeit zerstört wurden.Schon bei 400-500°C trat eine starke Bräunung der Wand auf, wodurch diese für die Strahlung undurchlässig wurde.Bei 600-700°C, wie sie später für die Lichtquelle gebraucht wurden,hatte sich nach einiger Zeit das Calzium in die Gefässwand eingefressen und führte zur Zerstörung.Die hier benutzte Form der Lampe zeigt Fig.4.



Figur 4.

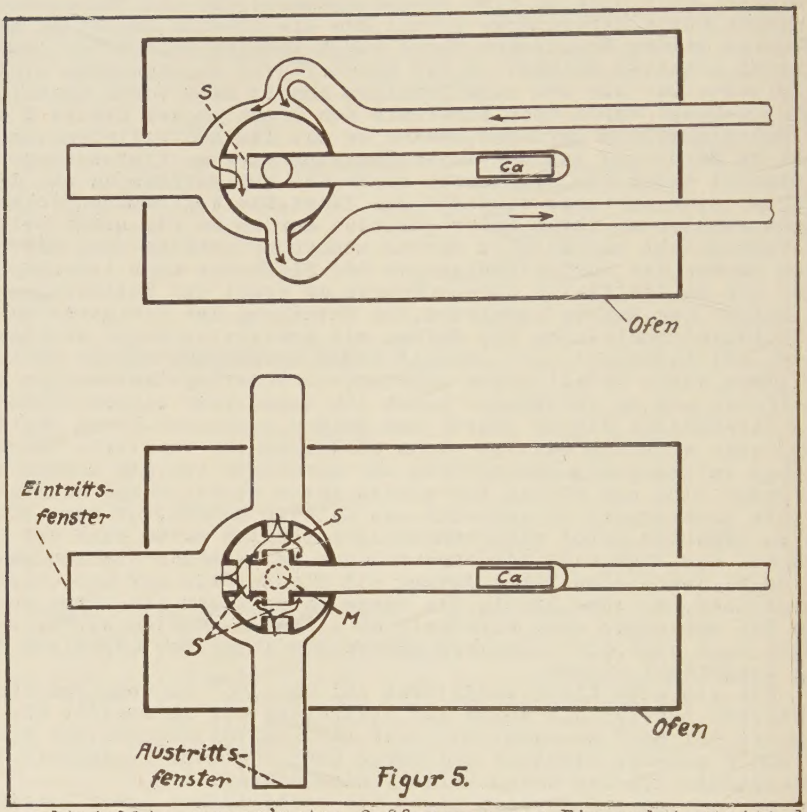
Es handelt sich hier um eine Entladungslampe,die mit Hochspannung betrieben wurde(Stromstärke:120mA).Die elektrische Entladung zwischen den beiden Elektroden wurde durch Edelgas(Helium von 10mmHg) aufrecht erhalten,welches in der durch Pfeile angedeuteten Richtung zirkulierte.Der aus dem kugelförmigen Ansatz nach vorne destillierende Ca-Dampf wurde noch innerhalb des Ofens an der Stelle S aus der Entladungsbahn gerissen,sodass er mit dem Austrittsfenster nicht in Berührung kam und ausserdem eine etwaige Linienumkehr star vermindert wurde.Die Elektroden bestanden aus Wolfram,da nur dieses Material sich in Quarz einschmelzen lässt.Die Wolframdurchschmelzungen mussten an ihren Enden gekittet werden,da sie nicht vollkommen vakuumdicht hergestellt werden können.Es stellte sich als praktisch heraus,die Durchschmelzungen der Elektrode auch innerhalb der Kugel bis an die Platte durchzuführen,da sonst die Entladungen häufig hinter der Platte ansetzten.Zur Reinigung des Edelgases war in die Zirkulationsleitung ein Gefäss mit Absorptionskohle,welches von aussen mit flüssiger Luft gekühlt wurde,eingeschaltet.Zur Füllung der Lampe wurde metallisches Calzium(von Schering-Kahlbaum)in einem Schiffchen aus Molybdänblech durch ein Ansatzrohr eingeschoben und nach Abschmelzen dieses Rohres das Gefäss evakuiert.Durch Destillation liess sich das Calzium nicht einbringen.Es reagierte sofort mit den verbindenden Quarzröhren und zerstörte sie.Die Lebensdauer der Lampe hing nun einzig und allein davon ab,wie lange es möglich war,die Ansatzkugel,in der sich das Calzium befand,vor dem Zerspringen zu bewahren.Schon nach mehrmaligem Betrieb hatte sich das Calzium auf der Kugelwand niedergeschlagen.Der Versuch die Innenwand der Kugel durch eine Platinierung mit Glanzplatin vor dem Calzium zu schützen,war ohne Erfolg.Die kurze Lebensdauer der Lampe gestaltete die Messungen sehr schwierig,da sie eine häufige Neufüllung bedingte;doch sind die einzelnen Messreihen immer bei derselben Füllung ausgeführt worden.

Die violette Linie(4227Å)trat bei 300-400° im Spektrum der Lampe stärker hervor;doch wurde zur Steigerung der Intensität die Lampe meist bei 650° gebrannt.Die rote Linie(6573Å)dagegen war erst bei 600°C schwach sichtbar und wurde über 700°dann intensiver als die stärkste von den roten Heliumlinien(6678Å).

Für das <u>Resonanzgefäss</u> lagen die Verhältnisse etwas anders,da es nur auf Temperaturen bis 550°,meist sogar geringer,gebracht wurde.Infolgedessen kam ein Zerspringen des Ansatzrohres für Calzium nur nach langem Betrieb vor.Dagegen lag hier die Hauptschwierigkeit im Auftreten der Bräunung der Gefässwand.Um diese zu verhindern musste der Calziumdampf künstlich von Ein- und Austrittsfenster ferngehalten werden,was wieder nur durch eine Edelgasfüllung zu erreichen war.

Für Untersuchungen der Polarisation der Resonanzstrahlung ist jedoch eine Edelgasbeimischung sehrnachteilig. Denn wie Wood(9) und andere(6)an Hg gezeigt haben,setzen die Edelgase bei Drucken von 1mm und mehr die Polarisation der Resonanzstrahlung schon stark herab.Andere Gase,die weniger depolarisierend wirken(wie etwa O_2, H_2)reagieren sofort chemisch mit Ca.Es blieb also nur die Möglichkeit,bei möglichst geringem Edelgasdruck den Polarisationsgrad zu bestimmen und dann nachträglich den Einfluss des Edelgases selbst festzustellen.

Nach Vorversuchen mit verschiedenartigen Resonanzgefässen wurde schliesslich ein Quarzgefäss von folgender Form verwendet(Fig 5).Es beruht ebenfalls wie die Lampe auf dem Prinzip des zirkulierenden Gasstromes.Das Gefäss bestand aus einer inneren Kugel mit



Figur 5.

drei rechtwinklig angeordneten Oeffnungen zum Ein-und Austritt der Strahlung und einer äusseren Kugel mit drei entsprechend liegenden Ansatzrohren.Der Gasstrom zirkulierte in Richtung der Pfeile und wurde in der inneren Kugel durch Schlitze S seitlich abgesaugt. Etwa dem Gasstrom entgegen diffundierender Ca-Dampf schlug sich an den Wänden der äusseren(kalten)Ansatzrohre nieder,sodass die Abschlussfenster freiblieben.Das metallische Calzium war in einer eisernen Patrone in dem mittleren(hinteren)Ansatzrohr untergebracht und musste während des Betriebes bis zur Mitte M vordiffundieren. Die Edelgasfüllung war Helium von 3mm.Jetzt trat nur noch eine Bräunung der inneren Kugel ein.Diese erwies sich sogar als vorteilhaft.Die innere Kugel wirkte nun wie eine Blende,sodass nur noch Strahlung zu den seitlichen Oeffnungen austrat und ausserdem die Strahlung des glühenden Ofens abgeschirmt wurde.Der im Resonanzgefäss herrschende Ca-Dampfdruck war wesentlich geringer als der Sättigungsdruck bei der jeweiligen Temperatur,da das zirkulierende Edelgas an den inneren Fenstern die bis dorthin vordestillierten Calziumteilchen wegführte.Es entstand so im Inneren des Resonanzgefässes ein Dampfdruckgefälle.Dementsprechend war auch der Polarisationsgrad an den verschiedenen Stellen des Resonanzgefässes nicht der gleiche.

Der Polarisationsgrad wurde deshalb an drei verschiedenen Stellen längs des Primärstrahls(das bedeutet auch gleichzeitig längs des Dampfdruckgefälles)gemessen:nämlich an der Eintrittsstelle(I.), in der Mitte(II.)und am Ende(III.)des durch das seitliche(innere) Beobachtungsfenster begrenzten Gesichtsfeldes.

Zur Erreichung der nötigen Intensität musste bei Aufnahme der violetten Linie das Resonanzgefäss auf 460° gebracht werden.(Die Temperatur von 460° entspricht einem Sättigungsdampfdruck von 8.x 10^{-5} mmHg.)Die Belichtungszeiten für die Polarisationsgradmessungen betrugen 5 bis 10min.Es wurden Lumière-Opta Platten verwendet,die in diesem Wellenlängengebiet gute Empfindlichkeit besitzen.Zur Feststellung der Intensität der roten Linie wurde die Resonanzstrahlung bei 650-700° im Resonanzgefäss mit einem kleinen Fuess-Glasspektrographen aufgenommen.Nach einer Belichtung von 6-7 Stunden erhielt man eine gerade eben sichtbare Schwärzung bei Verwendung von Agfa-Pan-Platten.Diese Belichtungszeit konnte jedoch wesentlich verkürzt werden,wenn man die Platte vorher mit $AgWo_4$ sensibilisierte,nach dem Verfahren,wie es Schmiescheck(10)angibt.Dadurch wurde eine etwa 10-fache Empfindlichkeit erreicht.Für Polarisationsuntersuchungen reicht jedoch auch bei dieser Plattenempfindlichkeit die Intensität nicht aus,da durch Zwischenschaltung der Polarisationsoptik die auf die Platte gelangende Intensität wesentlich geschwächt ist.

Bei den Polarisationsuntersuchungen der violetten Linie konnte also schon wegen der geringen Intensität der roten Linie auf den Spektrographen verzichtet werden,zumal die benutzten Platten für rot vollkommen unempfindlich waren.Nach einer neuen Füllung von Lampe und Resonanzgefäss mit Ca enthielt die Resonanzstrahlung Natriumlicht;doch destillierte das Na,das dem Ca als verunreinigung beigemischt war,bei den hohen Temperaturen sehr bald heraus.Auch für diese Wellenlänge war die Platte wenig empfindlich.Zur Sicherheit aber wurden die Polarisationsaufnahmen erst ausgeführt,nachdem mit dem Spektrographen im Resonanzlicht nur noch Licht der Wellenlänge 4227Å nachgewiesen werden konnte.Ebenso wurde die Strahlung nach dem Vorhandensein ultravioletter Linien(höhere Serienglieder) mit einem Quarzspektrographen untersucht;doch zeigten die Platten keinerlei Andeutungen solcher Linien.

Eine Verfälschung der Ergebnisse kann auch durch Streulicht verursacht werden.Das Auftreten von Streulicht konnte hier jedoch durch gute Justierung vollkommen vermieden werden.Wenn der Strahlengang des anregenden Lichtes die inneren Wände des Resonanzgefässes nicht berührte,wurde selbst bei Belichtungszeiten von einer Stunde und mehr bei Einstrahlung in das kalte Resonanzgefäss keine Schwärzung hervorgerufen.

Die Magnetfelder wurden durch zwei Spulen von je 600Windungen und 20cm Durchmesser erzeugt.Das Feld wurde mit einer Probespule und ballistischen Galvanometer ausgemessen.Kontrollrechnungen gaben gute Uebereinstimmung.

Um das störende Magnetfeld des Heizofens zu vermeiden,wurde zur Heizung des Resonanzgefässes ein Ofen mit bifilarer Wickelung hergestellt.Die nachträgliche Prüfung mit der Probespule ergab noch ein restliches Magnetfeld von 0,4Gauss bei der Heizstromstärke von 6A.Dieses und ebenso das Erdfeld waren nicht ausgeglichen:Beide Felder lagen in Richtung des Primärstrahls.Der Einfluss so schwacher Felder auf den Polarisationsgrad des Ca ist sehr gering,wie man aus Fig.8 ersehen kann,die die Abhängigkeit des Polarisationsgrades von einem depolarisierenden äusseren Magnetfeld zeigt.

Messergebnisse.

1.)Polarisationsgradmessungen. Der theoretisch zu erwartende Polarisationsgrad von 100% wurde bei weitem nicht erreicht.Der höchste gemessene Wert betrug 76,5%.Die Ursachen für eine derartige Veringerung des Polarisationsgrades sind verschiedenartige;die wesentlichsten sind hier die depolarisierenden Wirkungen benachbarter Atome(sowohl Ca-Atome als auch Edelgasatome)auf das angeregte Atom,die kurz als Zusammenstösse bezeichnet seien.Diese Störungen sind nur durch weitgehende Herabsetzung des Eigendampfdruckes und des Fremdgasdruckes zu beseitigen.Jedoch konnte der Heliumdruck im Resonanzgefäss bei den vorliegenden Versuchen wegen der genannten experimentellen Schwierigkeiten nicht unter 3mm herabgesetzt werden. Ebenso war der Verminderung des Eigendampfdruckes eine Grenze gesetzt,da ja gleichzeitig die Intensität der Resonanzstrahlung zurückging.Die tiefste angewendete Temperatur war 420°C; sie entspricht einem Sättigungsdruck von ca 2×10^{-5} mm.Der wahre Dampfdruck war,wie schon erwähnt,wesentlich geringer.

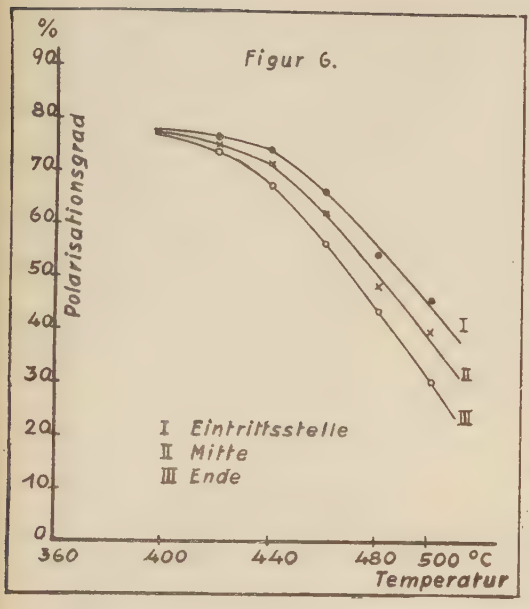
Bei dieser Temperatur von 420°C ergaben sich an den drei Messstellen für P(entsprechend dem von I nach III steigenden Dampfdruck) die Werte: I:76,5% II:74,8% III:73,8% Durch Extrapolation auf den Ca-Dampfdruck Null und Edelgasdruck Null würde man,wie weiter unten gezeigt wird,auf annähernd 95% kommen.

Bei der Messung des Polarisationsgrades können nun noch eine Reihe von weiteren Umständen einen zu kleinen Polarisationsgrad verursachen.Durch sekundäre Resonanz kann das Messergebnis stark verfälscht werden,da sie fast vollkommen unpolarisiert ist.Die Intensität der Sekundärresonanz lässt sich auf den photographischen Aufnahmen aus den seitlichen Schwärzungen die das primäre Resonanzstrahlbündel begrenzen,abschätzen.Bei der Temperatur von 420°jedoch war auf den Platten keinerlei Schwärzung,die auf sekundäre Resonanz zurückzuführen ist,zu bemerken.Dagegen tritt sie auf bei allen Aufnahmen,die bei einer Temperatur über 450°gemacht sind.Weiter hin kann durch die endlichen Oeffnungswinkel in Primär-und Resonanzstrahl ein Fehler entstehen,wie Pringsheim und Gaviola(11)gezeigt haben.Für die hier vorkommenden Oeffnungswinkel von 3,5° und 5°liegt dieser Fehler jedoch unter ½%.Störende Streustrahlung trat nicht auf;hierauf wurde schon bei der Besprechung der Versuchsanordnung hingewiesen.Der durch fehlerhafte Einstellung des Messnicols hervorgerufene Messfehler war für die hohen Polarisationsgrade gering: Ein Einstellungsfehler von 1°ergab bei Polarisationsgraden von 60%-80% einen prozentischen Fehler von 2-3%.

2.)Die Abhängigkeit des Polarisationsgrades vom Ca-Dampfdruck zeigt Fig.6.Da die im Resonanzgefäss tatsächlich herrschenden Dampfdrucke nicht bekannt waren,sind auf der Abszissenachse die jeweiligen Temperaturen des Resonanzgefässes angegeben.Der Polarisationsgrad wurde wieder wie oben längs des Primärstrahls an den drei angegebenen Stellen des Resonanzgefässes gemessen.Diesen entsprechen die drei Kurven von Fig.6:Kurve I der Eintrittsstelle-sie zeigt wegen des geringsten Dampfdruckes die höchsten Polarisationsgrade-Kurve II und III geben die Werte in der Mitte und vom Ende an.

In Tabelle 1.sind mit den Temperaturen die entsprechenden Sättigungsdrucke(12)zusammengestellt,um wenigstens eine obere Grenze für die Drucke anzugeben.

Alle drei Kurven der Fig.6 streben in ihrer Verlängerung über



den Punkt von 420°einem gemeinsamen Grenzwert zu,was ja auch erwartet werden muss Dieser Grenzwert(Polarisationsgrad)entspricht dem Dampfdruck Null,bei dem dann die depolarisierende Wirkung der Zusammenstösse der Ca-Atome gänzlich aufgehoben wäre.Dem Kurvenbild kann man entnehmen,dass dieser Polarisationsgrad noch unter 80% liegt,schätzungsweise bei 78%.Der höchste gemessene Wert von 76,5% weicht davon nicht viel ab.Daraus lässt sich ersehen,dass bei 420° an der Eintrittsstelle schon ein sehr geringer Dampfdruck herrschen muss,sodass praktisch keine störenden Zusammenstösse mehr auftreten.

An Na konnte Datta(13) noch bei einem Dampfdruck von 10^{-4}mm einen depolarisierenden Einfluss feststellen; bei 10^{-6}mm war die Polarisation bereits auf die Hälfte abgesunken;daraus ergibt sich ein Wirkungsradius von 10^{-4}cm.Für Hg gibt Keussler(6) einen Halbwertdruck von $1{,}4.10^{-3}$mm und einen Wirkungsradius von $0{,}75 . 10^{-6}$cm an. Für Calzium konnte der Wirkungsradius wegen des unbekannten Dampfdruckes nicht bestimmt werden.

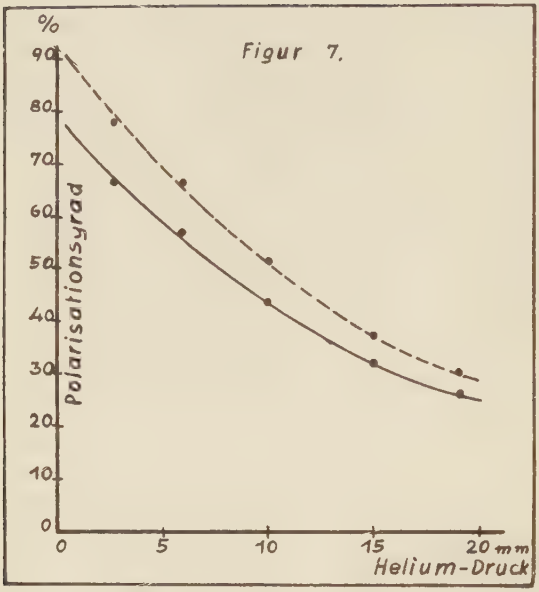
Tabelle 1.

Temperat.	Sättig.Druck
420°	$1{,}7 . 10^{-5}$mm
440	4,4
460	8,0
480	20
500	50

3.) Die depolarisierende Wirkung des Edelgaszusatzes wurde durch Polarisationsgradmessungen bei verschiedenen Heliumdrucken festgestellt.Nach Fig.6 ist die noch verhältnismässig starke Depolarisation bei 420°C nur zum geringsten Teil auf die störende Wirkung benachbarter Ca-Atome zurückzuführen.Fig.7 zeigt in der ausgezogenen Kurve die Depolarisation bei wachsendem Heliumdruck.Die Temperatur des Resonanzgefässes betrug 460°.Eine geringere Temperatur hätte eine wesentliche Steigerung der Belichtungszeiten bedingt was wegen der kurzen Lebensdauer der Lampe möglichst vermieden werden musste.Für den geringsten Druck(3mm)wurde ein Polarisationsgrad von 66,8% gemessen.Die Extrapolation über diesen Wert hinaus auf den Druck Null ergibt etwa 80% Polarisation bei der gewählten Temperatur von 460°.

Für Ca ist der depolarisierende Einfluss von Helium wesentlich geringer als für Hg.Bei Hg fand Wood(14),dass bei einem Heliumzusatz von 6mm fast vollständige Depolarisation herrschte und Keussler gibt als Halbwertdruck der Depolarisation durch Helium 0,77mm an.

Aus der Dampfdruckabhängigkeit des Polarisationsgrades(Fig.6) geht hervor,dass bei 460° der Polarisationsgrad schon stark herabgesetzt ist.Es war nun von Interesse zu sehen,ob bei Vermeidung



Figur 7.

aller dieser depolarisierenden Einflüsse der Grenzwert der Polarisation an den theoretischen Wert von 100% herankommt.Es wurden daher die Messwerte von Fig.7 für den aus der Dampfdruckkurve extrapolierten Wert von 78% bei 3mm Heliumdruck umgerechnet und in der gestrichelten Kurve von Fig.7 dargestellt.Durch Extrapolieren dieser Kurve erreicht man einen Polarisationsgrad von etwa 95%.Die Differenz auf 100% kann man wohl mit Berechtigung auf Messfehler und nicht beseitigte Störungen der restlichen Magnetfelder zurückführen.

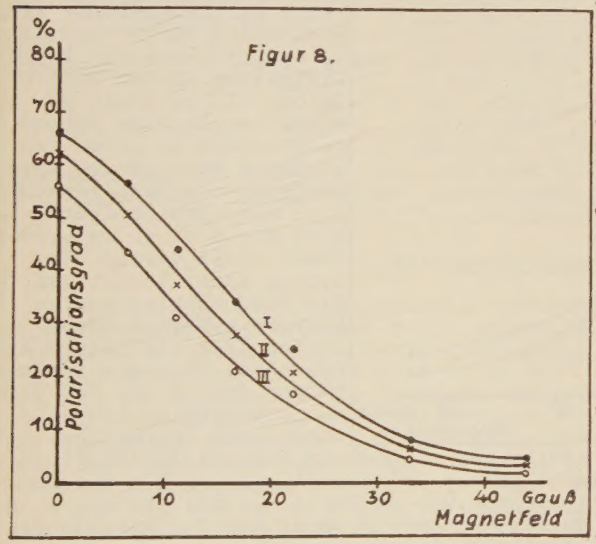
4.)Einfluss eines Magnetfeldes parallel dem elektrischen Vektor des eingestrahlten Lichtes(H∥E∥Z).

Die starke depolarisierende Wirkung benachbarter Atome ist ohne weiteres erklärlich durch die geringe Energiedifferenz der verschiedenen Zeemanniveaus,vor allem in schwachen Magnetfeldern.Sie ist natürlich am grössten für H=0.Legt man aber ein äusseres Magnetfeld parallel dem elektrischen Vektor des anregenden Lichtes,so muss man eine geringere Depolarisation erwarten, je grösser die Aufspaltung ist,da die Störungsenergie grösser sein muss.Dies ist auch durch Messungen an Na(13,15) und Hg(6)bestätigt worden.So bewirkte nach Datta(13)bei Na ein Feld von 150 Gauss ein Ansteigen des Polarisationsgrades von 27,5% auf 56% bei einem Dampfdruck von $1,6.10^{-6}$ mm,womit fast der theoretische Wert von 60% für Na erreicht ist.

Bei den vorliegenden Versuchen an Ca wurden Magnetfelder bis zu 350 Gauss verwendet.Ein Einfluss konnte jedoch nicht festgestellt werden.

Es besteht natürlich die Möglichkeit,dass sehr viel höhere Magnetfelder eine Steigerung des Polarisationsgrades bewirken.Dies konnte jedoch nicht untersucht werden,da die Anwendung grösserer Felder einen vollständigen Umbau der Apparatur bedingt hätte.Auffällig ist immerhin,dass bei Na schon kleinere Magnetfelder eine wesentliche Steigerung des Polarisationsgrades herbeiführen.Wie die weiter unten angeführten Messungen der mittleren Lebensdauer des Anregungszustandes für die Ca-Resonanzlinie ergeben,beträgt diese $\tau = 2,2.10^{-8}$ sec.d.h.sie ist von der gleichen Grössenordnung wie die der D_2 des Na $\tau = 1,3.10^{-8}$ sec.;während für Hg $\tau = 1,1.10^{-7}$ sec. gemessen wurde.Danach wären für Ca ähnliche Verhältnisse wie für Na zu erwarten,denn der Wirkungsquerschnitt für einen Stoss ist nach Nordheim(16)um so grösser,je kleiner das entsprechende τ ist.

5. Depolarisation durch ein Magnetfeld senkrecht auf E und Lebensdauerberechnungen des angeregten Atomzustandes. Bei der Bestimmung der Depolarisation durch ein schwaches Magnetfeld, das senkrecht zum elektrischen Vektor und parallel zur Beobachtungsrichtung (HIX) verläuft, ist zu beachten, dass ausser der Depolarisation noch eine Drehung der Polarisationsebene des Resonanzlichtes auftritt. Zur Ermittelung des Polarisationsgrades: $P = \frac{J(max)-J(min)}{J(max)+J(min)}$ wäre es also nötig, das zur Messung verwandte Wollaston-Prisma um den jeweiligen Drehungswinkel nachzudrehen. Dies würde jedoch das Messverfahren wesentlich komplizierter gestalten. Es wurde daher das Prisma in seiner Lage (parallel Z, bzw. Y) belassen. In diesem Fall erhält man nun nicht mehr aus dem Verhältnis der gemessenen Intensitäten den oben definierten Polarisationsgrad, sondern die davon verschiedene Grösse: $\eta = \frac{J(z)-J(y)}{J(z)+J(y)}$. Auch Wood und Ellet (17) haben bei ihren Messungen nicht P sondern p bestimmt. Es stellt jedoch auch p ein Mass für die depolarisierende Wirkung eines Magnetfeldes dar und gibt ebenso die Möglichkeit, die Lebensdauer des angeregten Atomzustandes zu errechnen. Für p gilt nach Breit und Eldridge (7): $\eta = \frac{\eta_0}{1+4\tau^2\omega^2}$



Dabei bedeutet p_0 den Polarisationsgrad ohne Magnetfeld, $\omega = \frac{e}{4\pi c m} \cdot H$ die sog. Larmorfrequenz und τ die mittlere Lebensdauer des angeregten Atomzustandes (Verweilzeit). Die drei Kurven von Figur 8 geben den Verlauf von p bei wachsendem Magnetfeld (parallel X), Sie entsprechen den drei Stellen des Resonanzgefässes und liegen den verschiedenen Dampfdrucken gemäss in verschiedenen Höhen. Das Magnetfeld variierte von 6,5 bis 44 Gauss. Die Temperatur des Resonanzgefässes betrug 460°; der Heliumdruck war 3mm.

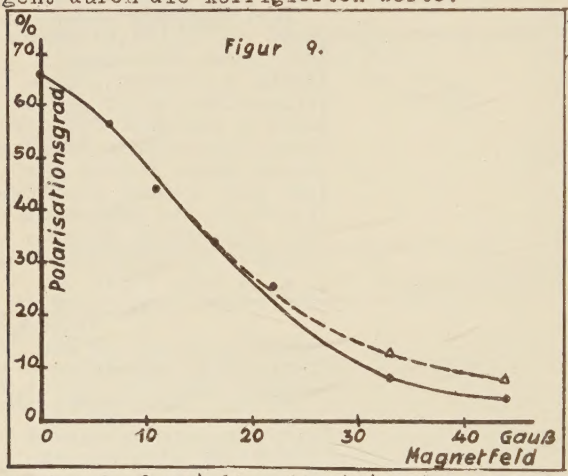
Tabelle 2.

$\tau \cdot 10^8$ sec.

Magn. Feld	Kurve I p_0 66,3%	Kurve II p_0 62,3%	Kurve III p_0 56,5%
6,5	2,28	2,64	2,97
11	2,31	2,64	2,95
16,5	2,10	2,41	2,82
22	2,05	2,28	2,44
33	2,96	3,15	3,81
44	3,08	3,38	4,46

Aus den gemessenen Polarisationsgraden erhält man nun die mittlere Lebensdauer τ des Anregungszustandes (2^1P_1) nach der gegebenen Formel. In Tabelle 2 sind für die einzelnen Messpunkte die Werte von $\tau \cdot 10^8$ zusammengestellt. Hier fällt zweierlei auf: vergleicht man nämlich die Werte nach Kurve I mit denen nach Kurve II und III, so ergibt sich eine scheinbar wachsende Lebensdauer von I nach II nach III, d.h. mit steigendem Dampfdruck. Ferner zeigt die Tabelle in

den Werten für 33 und 44 Gauss eine starke Abweichung.Es ergibt sich daraus,dass die zugrunde gelegten Polarisationsgrade für 33 und 44 Gauss zu klein erhalten wurden.Denn die Genauigkeit dieser niedrigen Polarisationsgrade ist sehr viel geringer,als die der hohen.Während eine fehlerhafte Bestimmung der Minstellung des Messnicols um 1 Grad für die hohen Polarisationsgrade(60%)einen prozentischen Fehler von 3 bis 4% ausmacht,bedingt sie für kleine Polarisationsgrade(10%)einen Fehler von 45%.Aus den vier ersten Werten erhält man als Mittelwert $2{,}2.10^{-8}$sec nach Kurve I, $2{,}5.10^{-8}$ sec nach Kurve II und $2{,}8.10^{-8}$ sec nach Kurve III.Mit Hilfe dieser Werte lassen sich nun umgekehrt die Polarisationsgrade für 33 und 44 Gauss errechnen.Figur 9 zeigt noch einmal Kurve I,der gestrichelte Teil geht durch die korrigierten Werte.



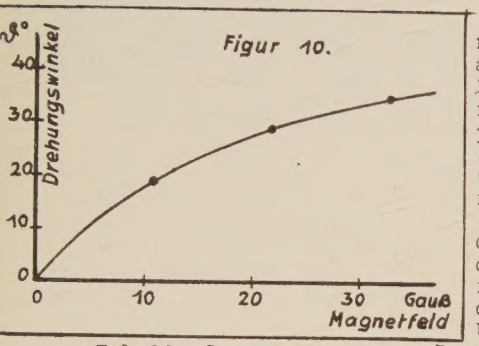
Figur 9.

Aus dem scheinbaren Anstieg der Lebensdauer mit wachsendem Dampfdruck ist zu folgern,dass die Depolarisation an der Stelle II und III zu gross gemessen wurde.Dies könnte durch einen zu gross bestimmten Wert von p_0 verursacht sein.Doch lassen sich die Abweichungen auch durch einen entsprechend korrigierten Wert von p_0 nicht beseitigen. Sie beruhen also auf zu kleinen p-Werten.Diese lassen sich vielleicht auf sekundäre Resonanz zurückführen,die ja bei der Versuchstemperatur von 460° nicht mehr vernachlässigt werden darf und die mit steigendem Dampfdruck zunimmt.Ihr Einfluss liesse sich jedoch nur durch genaue Intensitätsmessungen bestimmen.

6.)Drehung der Polarisationsebene.Die im Falle H senkrecht auf E in der Richtung parallel H zu beobachtende Drehung der Polarisationsebene(E∥Z, H∥X)bietet eine Kontrolle der Depolarisationsmessungen,da aus ihr ebenfalls die Lebensdauer des angeregten Zustandes bestimmt werden kann.Zur Bestimmung des Drehungswinkels wurde folgendes Messverfahren eingeschlagen:Aus der Messapparatur wurde der Nicol N_2 entfernt.Das Wollastonprisma W wurde nun um den Resonanzstrahl als Achse gedreht,bis die beiden Zerlegungskomponenten des Resonanzlichtes gleiche Intensität hatten,d.h.auf der photographischen Platte gleiche Schwärzungen erzeugten.Dann stand das Wollastonprisma um 45°verdreht gegen die Stellung des grössten Intensitätsunterschiedes beider Komponenten,also auch gegen die Richtung der Polarisationsebene.Für H=0 erhielt man demnach Gleichheit bei einer Drehung des Wollastonprismas um 45°gegen die Z-(bzw.Y-)Achse.

Zur genauen Bestimmung des Drehwinkels wurde wieder das verfahren der graphischen Interpolation wie für die Polarisationsgradmessungen angewendet,indem eine Messreihe verschiedener Prismenstellungen auf eine Platte aufgenommen wurde.

In Figur 10 sind die Drehungswinkel der Polarisationsebene für drei verschiedene Magnetfelder dargestellt.Sie wurden in der Mitte (an der Stelle II)des Resonanzgefässes gemessen.Die Kurve zeigt ei-



nen ähnlichen Verlauf, wie ihn auch Keussler bei Hg gefunden hat. Der Heliumdruck im Resonanzgefäss betrug 3mm, die Temperatur 450°C.
Zwischen dem Drehungswinkel ϑ und der Lebensdauer τ besteht nun folgende Beziehung(6):
$tg\,2\vartheta = 2\tau\omega$ dabei ist ω wieder die Umlaufsgeschwindigkeit der Larmorpräzession. Die errechnete Lebensdauer ist für die drei Magnetfelder in Tabelle 3 dargestellt. Bei dieser Bestimmung ergibt ein Messfehler des Winkels ϑ von 1° einen Fehler in τ von 6% bis 8%. Die Werte von Tabelle 2 und die von Tabelle 3 sind nicht bei genau der gleichen Temperatur aufgenommen. Um einen Vergleich beider Methoden zu haben, wurde die Depolarisation und die Drehung durch ein Feld von 11 Gauss auf zwei Platten unmittelbar hintereinander aufgenommen. Die Auswertung ergab für τ die beiden Werte: $2{,}68.10^{-8}$ und $2{,}58.10^{-8}$ sec.

Tabelle 3.

Magn.F. in Gauss	ϑ	$\tau.10^8$ sec
11	19,5°	2,63
22	29,5	2,70
33	35,5	3,15

Zusammenfassung.

Es wird die Konstruktion eines besonderen Resonanzgefässes beschrieben, mit Hilfe dessen es zum ersten Mal gelang, die Ca-Resonanzstrahlung zu erzeugen. Die Messung des Polarisationsgrades ergibt für die Ca-Resonanzlinie 4227 Å einen Wert von 76,5% statt des theoretisch zu erwartenden von 100%. Dieser Unterschied beruht im wesentlichen auf Störungen der angeregten Atome durch andere Ca-Atome oder Atome des beigefügten Edelgases. Die depolarisierende Wirkung der Eigenatome und ebenso die des Heliumzusatzes wird bestimmt bei steigendem Druck. Der Einfluss des Fremdgases ist wesentlich geringer als für Hg nach Wood und v. Keussler. Durch Extrapolation auf den Heliumdruck Null und den Ca-Dampfdruck Null ergibt sich ein Polarisationsgrad von 95%. Die Differenz auf 100% wird auf Messfehler und auf störende restliche Magnetfelder des Ofens zurückgeführt.

Die Beobachtung, dass sich durch ein Magnetfeld H∥E der Polarisationsgrad durch teilweise Kompensation der Störungen erhöht (wie dies u.a. an Na von Datta beobachtet wurde), konnte für Ca bei Feldern bis 350 Gauss nicht bestätigt werden.

Die Depolarisation und ebenso die Drehung der Polarisationsebene durch ein Magnetfeld H⊥E zeigen mit wachsendem Magnetfeld einen ähnlichen Verlauf wie die entsprechenden Kurven für Na und Hg nach Hanle, Keussler u.a. Aus der Depolarisation wird die mittlere Lebensdauer des Anregungszustandes der 4227 zu $\tau = 2{,}2.10^{-8}$ sec bestimmt. Die aus der Drehung erhaltenen Werte stimmen gut damit überein.

Die vorliegende Arbeit wurde im I. Physikalischen Institut der Universität Berlin ausgeführt. Die Anregung zu der Arbeit erhielt ich von Herrn Privatdozent Dr. Orthmann, dem ich für ständigen Rat zu grossem Dank verpflichtet bin. Herrn Prof. P. Pringsheim danke

ich für häufige wertvolle Ratschläge. Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaften Habe ich zu danken für einen Herrn Dr. Orthmann überlassenen Spektrographen und weitere Geldmittel zur Herstellung der Quarzgefässe. Der Linde-Gesellschaft danke ich für die freundlichst zur Verfügung gestellten Edelgase.

Literaturverzeichnis.

1.W.Hanle,Zusammenf.Ber. Erg.d.ex.Naturwiss.4.1925.
2.N.Bohr,Naturwiss.12,1115.1924.
3.W.Heisenberg,Ztschr.f.Phys. 31,617.1925.
4.I.R.Oppenheimer,Ztschr.f.Phys. 43,27.1927.
5.V.Weisskopf,Ann.d.Phys.9,23.1931.
6.V.v.Keussler,Ann.d.Phys. 82,793.1927.
7,G.Breit,Journ.of Opt.Soc.10,439.1925 und
I.A.Eldridge,Phys.Rev. 24,234.1924.
8.G.Cario u.W.Lochte-Holtegreven,Ztschr.f.Phys.42,22.1927.
9.R.W.Wood,Phil.Mag.44,1007.1922.
10.N.Schmiescheck,188.Ber.d.D.vers.Anst.f.Luftf.5,509.1930.
11.E.Gaviola u.P.Pringsheim,Ztschr.f.Phys.34,1.1925 u. 39,75(1926)
12.N.B.Pilling,Phys.Rev. 18,362.1921.
13.G.L.Datta,Ztschr.f.Phys. 37,625.1926.
14.R.W.Wood,Phil.Mag. 44,1107.1922.
15.E.Gaviola u.P.Pringsheim,Ztschr.f.Phys.25,367(1924).
16.L.Nordheim,Ztschr,f,Phys, 36,496.1926.
17.R.W.Wood u.A.Ellet,Phys.Rev.24,243(1924).

Lebenslauf.

Ich bin am 2.Juli 1902 als Sohn des Regierungsrates Jakob Steinhäuser in Alsfeld(Oberhessen) geboren. Ostern 1912 trat ich in die Sexta des Landgraf-Ludwig-Gymnasiums in Giessen ein,an dem ich Ostern 1921 die Reifeprüfung ablegte.In den folgenden Jahren studierte ich an der Universität Giessen(im SS 1923 in München) Mathematik und Physik. Im Juli 1926 legte ich an der Universität Giessen das Staatsexamen für das höhere Lehramt ab.Nach zwei Vorbereitungsjahren im hessischen Schuldienst wurde ich im September 1928 zum hessischen Studienassessor ernannt.Bis Ostern 1929 war ich im Schuldienst tätig und liess mich sodann beurlauben,um im physikalischen Institut der Universität Berlin experimentell-physikalisch zu arbeiten. Seit Ostern 1933 bin ich wieder im hessischen Schuldienst tätig.

Herstellung: VDI-Verlag G.m.b.H., Berlin NW 7